

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Сверхизлучающий квантовый фазовый переход в полупроводнике при комнатной температуре: миф или реальность?

П.П. Васильев

Рассматриваются условия и механизм возникновения нестационарного сверхизлучающего квантового фазового перехода в объёмном полупроводнике при комнатной температуре в режиме сильной связи. Проведён анализ экспериментальных данных и произведено сравнение характерных свойств этого фазового перехода с изученными ранее квантовыми фазовыми переходами в системах ультрахолодных газов в ловушках, в ансамблях квантовых точек, сверхпроводящих кубитах и некоторых других. Продемонстрировано, что все основные свойства обнаруженного ранее коллективного состояния, образованного в процессе индуцированной конденсации электронно-дырочных пар при комнатной температуре, соответствуют картине сверхизлучающего фазового перехода, наблюдавшегося в других средах.

Ключевые слова: фазовый переход, сверхизлучение, сильная связь, фемтосекундные импульсы

PACS numbers: 42.50.Nn, 64.70.Tg, 73.43.Nq

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.10.039772>

Содержание

1. Введение (557).
 2. Сильная и ультрасильная связь (558).
 3. Конденсация и флуктуации (559).
 4. Роль резонатора, самоорганизация и дальний порядок (560).
 5. Упорядоченные пространственные структуры (561).
 6. Осцилляции Раби (562).
 7. Супер-пуассоновская статистика фотонов, корреляционная функция и неклассические состояния (562).
 8. Заключение (563).
- Список литературы (563).

1. Введение

Хорошо известно, что в квантовых системах, находящихся вблизи некоторых критических точек, небольшое изменение параметров системы приводит к драматическим изменениям свойств этих систем [1]. Одним из самых интересных классов подобных систем является квантовый излучатель, помещённый в резонатор и взаимодействующий с ним с той или иной силой. Такими излучателями могут быть атомы, включая ультрахолодные в ловушках, квантовые точки, сверхпроводящие кубиты, электронно-дырочные пары и некоторые другие. Взаимодействие излучения с веществом в дан-

ных квантовых системах является предметом исследований в течение нескольких десятилетий и к настоящему времени достаточно хорошо изучено. Был разработан ряд теоретических моделей, включая модели Дике, Раби, Джейнса–Каммингса, Тависа–Каммингса и др. [2–5], которые предсказывают, что при определённых условиях квантовая система испытывает фазовый переход из обычного состояния в сверхизлучающее [6, 7].

Описываемая квантовая система схематически показана на рис. 1.

Рассматриваются один или несколько квантовых осцилляторов, помещённых в резонатор. Основные параметры системы включают частоту перехода из возбуждённого состояния в основное ω_0 , частоту оптической моды резонатора ω , коэффициент связи излучения с веществом g_0 , скорость спонтанного распада γ и величину потерь резонатора k . Величина связи определяется формулой [8]

$$g_0 = \mu \sqrt{\frac{\hbar \omega_0}{2\epsilon V}}, \quad (1)$$

где μ — матричный элемент перехода, $\hbar \omega_0$ — энергия кванта, ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, а V — объём, занимаемый оптической модой в среде. Экспериментально и теоретически показано, что увеличение числа N взаимодействующих с полем излучателей приводит к росту параметра связи по формуле $g(N) = g_0 \sqrt{N}$ [9]. Сверхизлучающий фазовый переход (СФП) из нормальной фазы в сверхизлучающую происходит при $g > g_{\text{cr}}$, где [10]

$$g_{\text{cr}} = \sqrt{\frac{\omega \omega_0}{4 \tanh(\hbar \omega_0 / 2k_B T)}}. \quad (2)$$

П.П. Васильев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: peter@lebedev.ru

Статья поступила 7 мая 2024 г.,
после доработки 3 октября 2024 г.

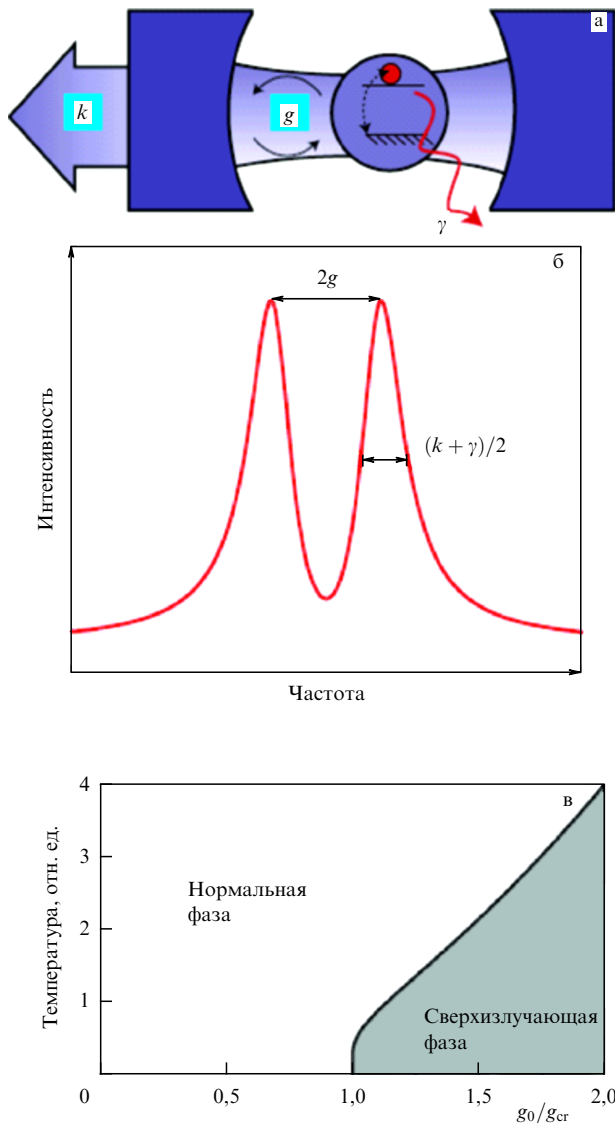


Рис. 1. Квантовый осциллятор в резонаторе (а), спектр излучения в режиме сильной связи (б) и фазовая диаграмма (в).

При $T \rightarrow 0$ условие перехода выглядит $g > \sqrt{\omega\omega_0}/2$. Это означает, что даже при очень низких температурах связь излучения с веществом должна быть ультрасильной [6, 7, 11].

Необходимо отметить, что в настоящее время экспериментальная реализация СФП является весьма трудной задачей, и случаи наблюдения этого фазового перехода довольно редки. СФП был обнаружен при бозе-конденсации в ансамбле ультрахолодных атомов в ловушке [12], на одиночном ионе $^{171}\text{Yb}^+$ в ловушке [13], в системе сверхпроводящего кубита и резонатора [14], в ансамбле магнонов [15], а также вырожденного ультрахолодного ферми-газа, помещённого в специальный резонатор [16]. Экспериментальные трудности связаны во многом с необходимостью реализации ультрасильной связи излучения с веществом. Были предложены специальные методики облегчения выполнения жёсткого критерия $g > g_{\text{cr}} = \omega_0/2$ с использованием дополнительных рамановских переходов [17] или дополнительной модуляции населённости [18], позволяющие получить СФП при $g/\omega_0 < 0,1$, т.е. в режиме сильной связи. Теория пред-

сказывает, что при фазовом переходе как среда, так и электромагнитное поле обладают весьма замечательными, а подчас и уникальными свойствами, включающими бозе-конденсацию, аномально большие флуктуации, установление дальнего порядка, самоорганизацию и одно- или двумерные решётки населённости, осцилляции Раби и квантовые (неклассические) состояния [4, 10, 19–22]. Перечисленные явления были обнаружены экспериментально [12–16, 23].

В [24] было продемонстрировано, что сверхизлучение является универсальным явлением в квантовых системах при высоких плотностях и при межчастичном расстоянии менее определённой критической величины. Подтверждением этого факта является наблюдение сверхизлучения, генерируемого в виде гигантских фемтосекундных импульсов в различных гетероструктурах в режиме высокой плотности при комнатной температуре, наблюдавшееся нами ранее [25–27]. Совокупность экспериментальных данных свидетельствует о том, что мы имеем дело с СФП. В настоящей статье мы продемонстрируем шаг за шагом, что, несмотря на наличие сильной (но не ультрасильной) связи, по характерным признакам наблюдаемая трансформация электронно-дырочного состояния из нормального в сверхизлучающее состояние обладает чертами СФП, исследованного в других средах. Связи сверхизлучения и лазерного эффекта посвящён обзор [28].

2. Сильная и ультрасильная связь

Начнём сравнение нашего случая перехода в сверхизлучающее состояние сильно вырожденной системы электронно-дырочных пар в гетероструктурах на основе объёмного материала GaAs/AlGaAs с обсуждения наличия сильной/ультрасильной связи. Как было отмечено в предыдущем разделе, количественной величиной связи электромагнитного поля с веществом является параметр g_0 , а в случае N излучателей $g(N) = g_0\sqrt{N}$. Величина g_0 при типичных значениях V и μ в таких гетероструктурах весьма мала и составляет $g_0/2\pi \sim 10^8$ Гц, или $0,4$ мкэВ, что на несколько порядков меньше типичных значений $(k + \gamma)$ [29]. В нормальном состоянии образцы генерируют стандартное спонтанное или лазерное излучение в режиме слабой связи электронно-дырочных пар с полем. Однако, как было обнаружено нами ранее [30], при определённых условиях система переходит в сверхизлучающее состояние. И обусловлено это тем, что происходит индуцированная нестационарная конденсация электронно-дырочных пар на дно зон [31]. Было обнаружено, что число сконденсированных пар, резонансно взаимодействующих с полем, превосходит $N = 10^8$ [26, 29, 30], и величина связи g_N вырастает на много порядков по сравнению с g_0 . В результате система переходит в режим сильной связи с максимальным значением $g_N/\omega_0 \sim 0,003$. При этом в спектре излучения (рис. 2) наблюдается дублет, аналогичный показанному на рис. 1. Расстояние между компонентами дублета увеличивалось с ростом N [29].

Предполагается, что появление тонкой структуры дублета обусловлено диполь-дипольным взаимодействием, так как мы имеем режим большой плотности и сильного вырождения полупроводника [29]. Этот вывод подтверждается теоретическим исследованием СФП в режимах сильной, ультрасильной и сверхсильной связи [32]. При наблюдении СФП в системе ультрахолодных

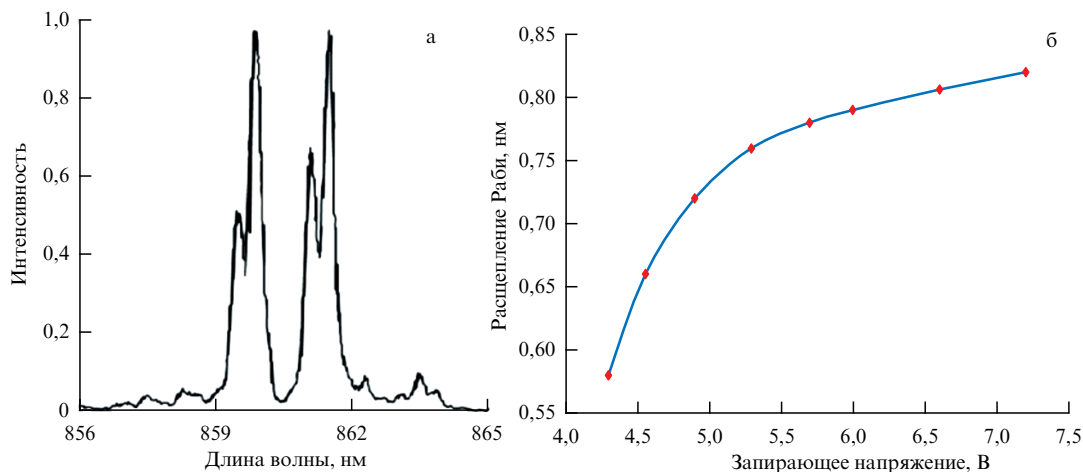


Рис. 2. (а) Экспериментальный спектр сверхизлучения и (б) зависимость величины расщепления от запирающего напряжения на поглотителе гетероструктуры [29].

атомов [12, 23] увеличение параметра связи до необходимой величины происходило за счёт внешней резонансной лазерной накачки и соответствующей настройки оптического резонатора, хотя изначально связь системы атомов с полем была очень слаба. В качестве дополнительного метода повышения эффективного параметра связи поля со средой было предложено использовать модуляцию частоты перехода ω_0 [18]. При таком подходе СФП может быть реализован в режиме сильной, а не ультрасильной связи, как предсказывают ранние модели [2, 6, 7].

В заключение данного раздела ещё раз отметим, что индуцированная конденсация электронно-дырочных пар на дно зон, происходящая в гетероструктурах на основе объёмного GaAs/AlGaAs, позволяет на несколько порядков увеличить связь поля со средой. При этом в системе наступает режим сильной связи, что является необходимым условием наблюдения СФП.

3. Конденсация и флуктуации

Условия и механизм конденсации электронов и дырок при комнатной температуре подробно обсуждался нами ранее [26, 31, 33]. Для осуществления индуцированной конденсации необходимо выполнение двух условий. Во-первых, плотность электронно-дырочных пар и, соответ-

ственно, вырождение зоны проводимости должны быть столь высоки, чтобы в полосе энергий шириной, равной энергии оптического фонона, все энергетические уровни были заняты электронами. Во-вторых, в образце должно присутствовать резонансное электромагнитное поле с энергией фотонов, близкой к ширине запрещённой зоны. В явном виде было продемонстрировано [31], что в отсутствие фотонов электромагнитного поля сверхизлучающее состояние не формируется ни при каких сколь угодно больших плотностях электронов и дырок. Оба этих условия реализуются в наших экспериментах с многосекционными лазерными гетероструктурами на объёмном материале GaAs/AlGaAs [26, 30, 33, 34].

Простейшая модель иллюстрирует механизм конденсации в данном случае [31, 35]. Сильное вырождение полупроводника, когда квазиуровень Ферми для электронов расположен глубоко в зоне проводимости, препятствует распаду связанных электронно-дырочных пар (бозонов). При достижении определённого уровня вырождения число бозонов начинает экспоненциально расти. Их радиационный распад приводит к экспоненциальному росту числа фотонов. Этот факт иллюстрирует рис. 3.

Такое поведение числа бозонов и плотности фотонов можно объяснить следующим образом [31]. При недостаточно большой плотности носителей заряда вырож-

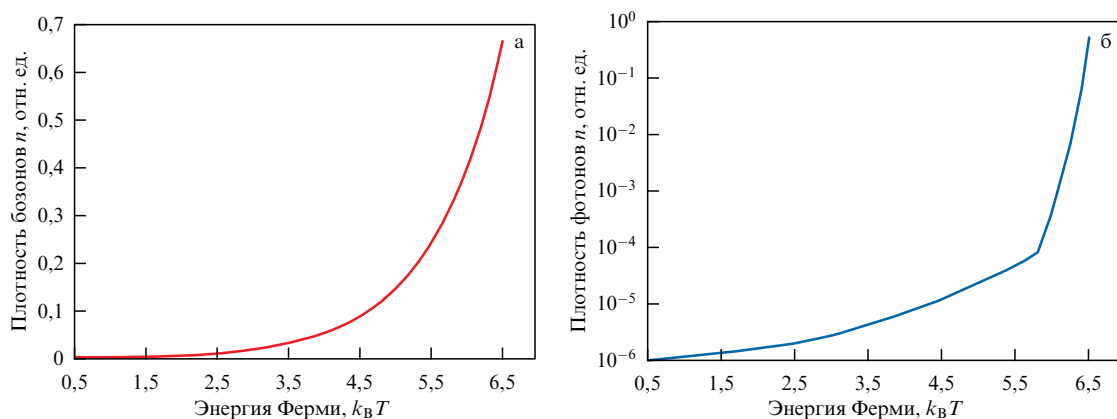


Рис. 3. Расчётная плотность бозонов (а) и числа фотонов (б) как функция энергии Ферми электронов, нормированной на $k_B T$ [31].

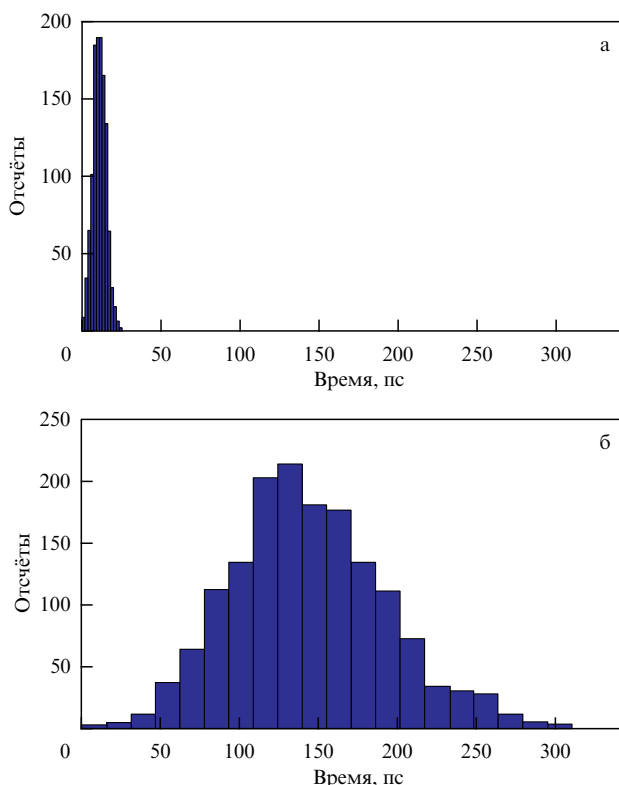


Рис. 4. Разброс времени излучения импульсов до (а) и после (б) наступления фазового перехода [36].

дение зоны проводимости недостаточно сильно (энергия Ферми $< 5kT$). В зоне проводимости в полосе энергий шириной, равной энергии оптического фонона, достаточно свободных уровней, которые занимают электроны при сверхбыстром разрушении бозонов при столкновениях. Поэтому число бозонов исчезающе мало, что и понятно, так как температура среды составляет 300 К. Однако при повышении плотности до $\sim (5-6) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ вырождение зоны настолько сильно, что все уровни в рассматриваемой полосе энергий оказываются занятыми электронами. В этом случае скорость разрушения бозонов резко падает, так как электрону при разрушении связанной пары некуда перейти на свободный уровень (снизу — запрещённая зона, сверху — зона, полностью заполненная электронами). Происходит резкий рост числа бозонов и стремительное увеличение интенсивности излучения (сверхизлучающий переход).

При этом наблюдается резкое увеличение амплитудных и фазовых флуктуаций [36]. На рисунке 4 для примера приводится сравнение величины фазовых флуктуаций в системе до и после наступления фазового перехода. В нашем случае излучения фемтосекундных импульсов фазовые флуктуации определяются нестабильностью момента излучения импульсов.

Экспериментально измеренные усреднённые значения моментов излучения импульсов составили 11,4 пс со среднеквадратичным отклонением 3,7 пс в нормальном состоянии электронно-дырочной системы и 144,1 пс со среднеквадратичным отклонением 48,7 пс в сверхизлучающем состоянии. Видно, что фазовые флуктуации возрастают более чем на порядок при фазовом переходе.

Появление макроскопически больших флуктуаций при СФП предсказывают различные теории [37, 38].

Например, расчёты показывают, что при СФП флуктуации возрастают как квадрат числа излучателей, участвующих в фазовом переходе [37]. К тому же в экспериментах с экситонами при низких температурах появление anomalously больших флуктуаций рассматривалось как одно из убедительных доказательств фазового перехода в конденсированное состояние [39].

4. Роль резонатора, самоорганизация и дальний порядок

Роль резонатора в рассматриваемом явлении очень велика. Во-первых, резонатор индуцирует взаимодействие излучатель — излучатель посредством общего электромагнитного поля, и, что очень важно, это взаимодействие является дальнедействующим, воздействуя не только на соседние излучатели, но и на находящиеся весьма далеко. Во-вторых, благодаря резонатору в системе излучателей возможна самоорганизация и установление дальнего порядка [20, 40]. Действительно, наличие стоячей волны в резонаторе приводит к зависимости рассеяния электромагнитного поля отдельными излучателями от их положения в пространстве. При определённых условиях возникает спонтанное нарушение симметрии в системе, и она испытывает фазовый переход в упорядоченное состояние с пространственным периодом $\lambda/2$. В одномерном случае возникает пространственная решётка, а в двухмерном случае — упорядоченное распределение в виде шахматной доски [12, 23]. Периодические структуры населённости рассмотрим в следующем разделе, а сейчас обсудим экспериментальное наблюдение дальнего порядка.

Установление в квантовой системе дальнего порядка является важным проявлением фазового перехода. Например, это было продемонстрировано экспериментально в случае бозе-конденсации ультрахолодных атомов [40, 41] и экситон-поляритонов при криогенных температурах [42]. Считается, что корреляционная функция первого порядка $g^{(1)}$ является инструментом регистрации возникновения дальнего порядка при фазовом переходе [40–42]. Одним из изящных методов измерения пространственной когерентности при установлении дальнего порядка является измерение $g^{(1)}$ в эксперименте Юнга с дифракцией на двух щелях [42]. Измерение зависимости величины $g^{(1)}(r)$ от расстояния r между щелями позволяет однозначно сделать вывод о наступлении фазового перехода в системе. На рисунке 5а схематически показана качественная разница в указанных двух случаях. Значение $g^{(1)}(r \rightarrow \infty)$ служит количественной величиной степени бозе-конденсации. Опыт Юнга был проведён нами со сверхизлучением, генерируемым в процессе распада коллективного состояния, образованного при индуцированной конденсации электронно-дырочных пар при комнатной температуре [43]. Рисунок 5в иллюстрирует результаты измерения в двух случаях — при генерации обычного лазерного излучения и при сверхизлучении, т.е. до и после наступления фазового перехода.

Видно, что в случае сверхизлучательного состояния значение $g^{(1)}(r)$ близко величине 1,0 при всех значениях расстояния между щелями, использованных в эксперименте. Этот факт является убедительным доказательством наличия дальнего порядка в системе сконденсированных электронно-дырочных пар.

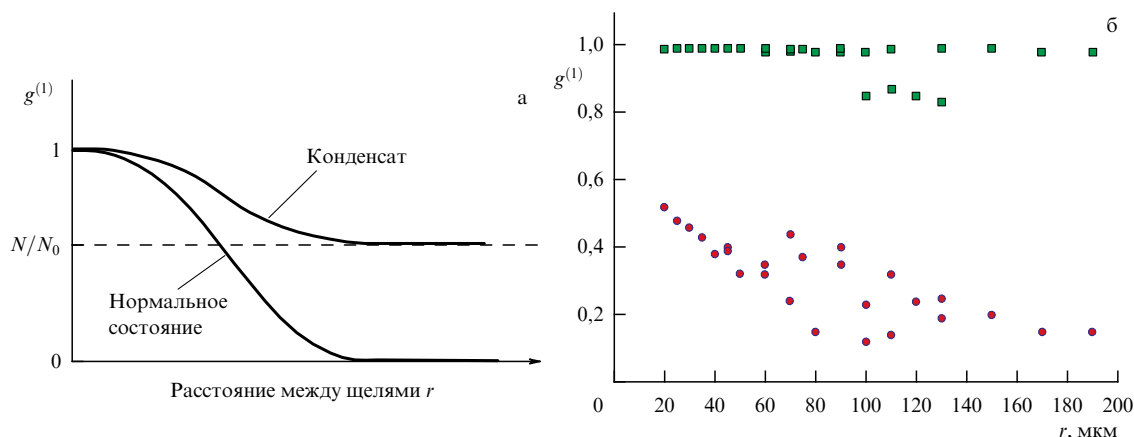


Рис. 5. (а) Иллюстративная зависимость корреляционной функции первого порядка от расстояния между щелями; (б) экспериментальная зависимость в нормальном (красные кружки) и сверхизлучающем (зелёные квадраты) состоянии.

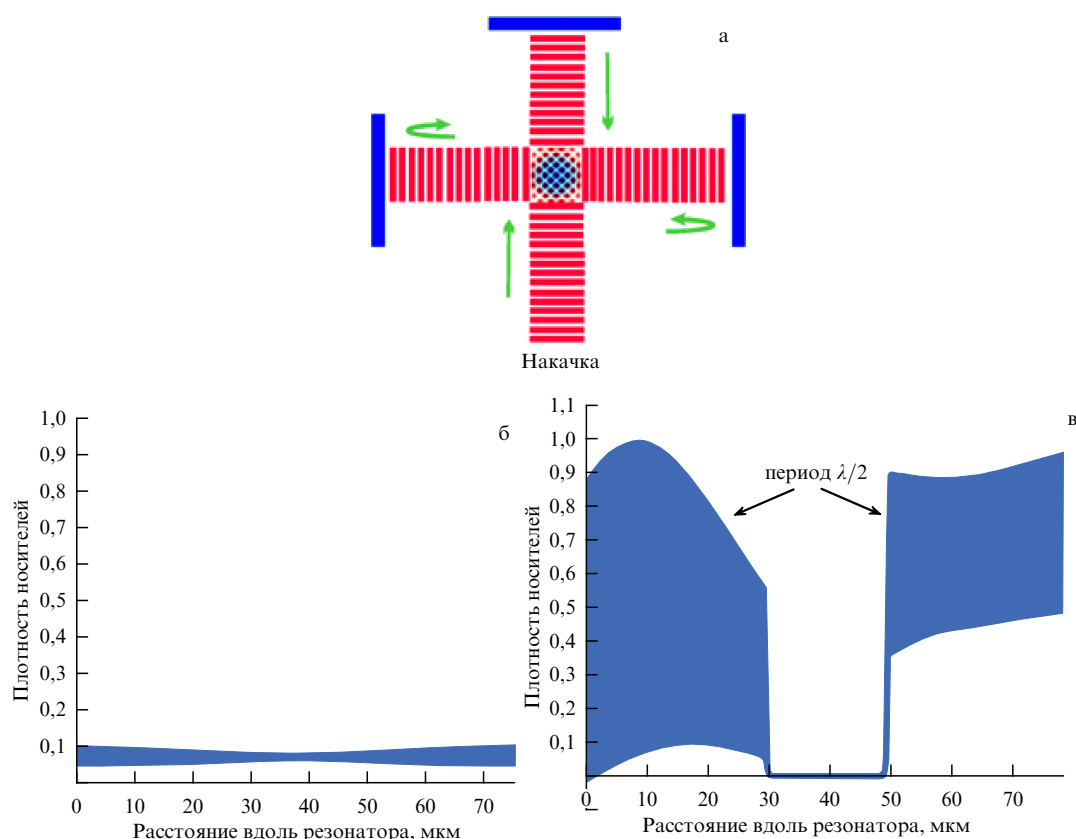


Рис. 6. (а) Схема эксперимента по обнаружению СФП в ультрахолодных газах; пространственные решётки населённости в полупроводнике в нормальном (б) и сверхизлучающем (в) состояниях.

5. Упорядоченные пространственные структуры

Возникновение упорядоченных периодических структур благодаря самоорганизации в системе квантовых излучателей является характерным признаком СФП. Для конкретности сравним результаты общепризнанных экспериментов по наблюдению СФП при бозе-конденсации ультрахолодных газов [12, 23, 41] с нашими результатами [26, 27, 45]. На рисунке 6а схематически изображена стандартная схема эксперимента. Ультрахолодные атомы в ловушке помещены в высокочастотный резонатор и накачиваются лазерным излучением в перпендику-

лярном направлении. Частоты резонатора и лазерного излучения настроены специальным образом по отношению к частоте атомарного перехода [12]. При уровне накачки, меньшем критического, система находится в нормальной фазе, и периодическая пространственная модуляция плотности отсутствует. При превышении накачки выше критического значения наблюдается двумерная решётка плотности в форме шахматной доски, причём переход из одного состояния в другое является резким. Сверхизлучающая упорядоченная фаза атомарной системы хорошо описывается моделью Дике [44].

В отличие от этого двумерного случая, из-за геометрии образцов в наших экспериментах по сверхизлучению

формируются одномерные решётки населённости [27, 45]. Теоретически и экспериментально показано, что решётки, образованные электронно-дырочными парами, играют весьма важную роль в процессе генерации сверхизлучения. На рисунке 6б, в показано распределение электронно-дырочной плотности для случая лазерного излучения (нормальная фаза) и при переходе системы в сверхизлучающее состояние. Пространственный период решётки в обоих случаях составляет $\lambda/2$. Однако амплитуда пространственной модуляции плотности сильно отличаются, а именно: амплитуда решётки в случае обычной лазерной генерации составляет 5–6 % в относительных единицах (около 10^{17} см^{-3}) и $\sim 100\%$ ($(5-6) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) при сверхизлучении [45].

Одним из факторов огромного влияния когерентных решёток населённости на процесс формирования сверхизлучающего состояния в системе электронов и дырок является сильная зависимость показателя преломления полупроводника от плотности носителей заряда [46]. Благодаря такой зависимости в дополнение к решётке населённости в системе имеется решётка показателя преломления с тем же периодом $\lambda/2$. В результате брэгговского рассеяния на этой решётке многократно возрастает эффективная связь среды с электромагнитным полем g_N^{eff} , что существенно облегчает выполнение критерия для осуществления СФП.

6. Осцилляции Раби

Одним из основных фундаментальных эффектов резонансного взаимодействия электромагнитного поля с квантовыми системами различной природы являются осцилляции Раби, представляющие собой периодический обмен энергией между полем и квантовой средой. Для возникновения осцилляций Раби необходим режим сильной и ультрасильной связи между полем и излучателем. Частота Раби связана с параметрами исследуемой системы как

$$\Omega = 2\sqrt{g_0^2 N - \frac{(k - \gamma)^2}{4}}. \quad (3)$$

Возникновение осцилляций Раби является одним из характерных признаков СФП в различных средах [41, 47, 48]. В наших экспериментах по сверхизлучению в электронно-дырочных системах при комнатной температуре осцилляции Раби наблюдались как во временной области в виде терагерцовых биений оптического поля, так и в спектральной области в виде дублетов с расщеплением, обратно пропорциональным частоте биений [25, 26, 29]. Типичный экспериментальный спектр осцилляций Раби показан на рис. 2. Во временной области осцилляции регистрировались с помощью корреляционных функций второго порядка с использованием интерферометра Майкельсона [46]. На рисунке 7 показаны типичные корреляционные функции излучения, снятые с разрешением по интерференционным полосам в сканирующем интерферометре Майкельсона в нормальном состоянии (лазерное излучение) и в сверхизлучающем состоянии.

При лазерном излучении корреляционная функция имеет единственный пик при нулевой задержке в плечах интерферометра. В режиме сверхизлучения хорошо видны осцилляции поля с частотой около 1 ТГц. Период осцилляций, как и расщепление Раби на рис. 2, зависел от

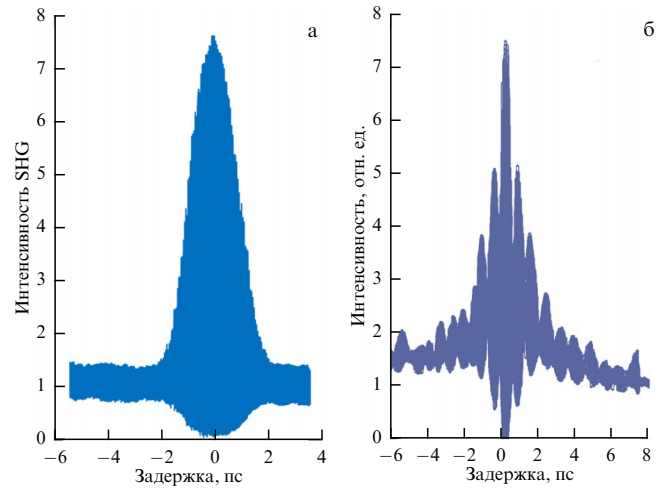


Рис. 7. Автокорреляционные функции интенсивности в нормальном состоянии (лазерное излучение) (а) и в сверхизлучающем состоянии (б).

параметров накачки и параметров образцов (см. формулу (3)). В числе прочего это обусловлено ещё и тем, что число N электронно-дырочных пар при их стимулированной конденсации в процессе СФП сильно варьировалось от образца к образцу [29].

7. Супер-пуассоновская статистика фотонов, корреляционная функция и неклассические состояния

В этом разделе вкратце обсудим квантовые свойства сверхизлучения, возникающего при СФП. Такие квантовые эффекты, как сжатый свет, запутанность, состояния шрёдингеровского кота и ряд других в процессе СФП, широко исследуются в настоящее время [14, 21, 22, 49, 50]. Квантовые свойства сверхизлучения в электронно-дырочных системах при комнатной температуре изучались нами с помощью оптической гомодинной томографии во временной области [51]. Было обнаружено, что статистика фотонов сверхизлучения имеет осцилляторный супер-пуассоновский характер с числом Манделя Q в диапазоне 1,1–1,9, а функции Вигнера имеют обширные области отрицательных значений. Оказалось, что и статистика фотонов, и реконструированные функции Вигнера хорошо аппроксимируются смещёнными состояниями Фока $|\alpha, n\rangle$. На рисунке 8 для иллюстрации показано экспериментальное статистическое распределение фотонов и его аппроксимация смещённым состоянием Фока с $n = 1$

$$P_n^{(\alpha,1)} = \frac{\exp(-\mu|\alpha|^2)(\mu|\alpha|^2)^n}{n!} \frac{(n - \mu|\alpha|^2)^2 + (1 - \mu)|\alpha|^2}{|\alpha|^2} \quad (4)$$

при $|\alpha|^2 = 9,0$ и параметре диссипации $\mu = 0,98$ [52].

Видно, что функция (4) хорошо соответствует экспериментальным данным. Изучение статистики фотонов позволяет измерить значение корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}(0)$, дающее возможность однозначно определить наступление СФП [24, 53]. Действительно, в режиме СФП значение $g^{(2)}(0) > 1,0$. В наших экспериментах было показано [51], что в нормальном

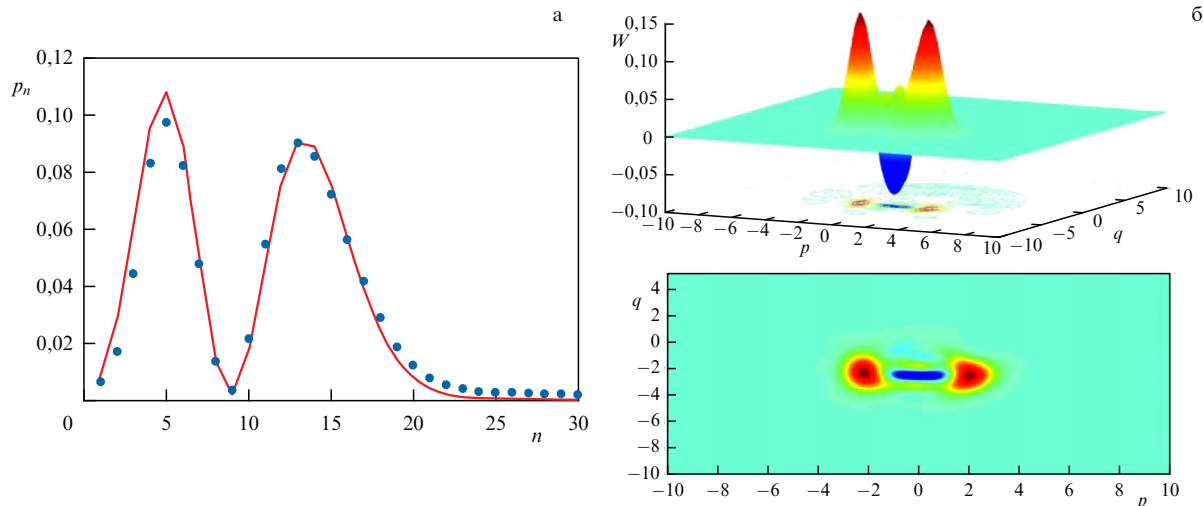


Рис. 8. (а) Статистика фотонов при сверхизлучении — экспериментальные данные (синие точки) и аппроксимация по формуле (4) (красная линия); (б) реконструированная функция Вигнера и её проекция на плоскость (p, q) [51].

состоянии электронно-дырочной системы излучение имеет $g^{(2)}(0) = 0,96–0,98$, тогда как при переходе в сверхизлучающее состояние измерения дают $g^{(2)}(0) = 1,14–1,17$. Очевидно, что эксперименты демонстрируют сильную неклассичность фотонов, излучаемых при распаде сверхизлучающих состояний в полупроводниковых гетероструктурах при комнатной температуре.

В некоторых гетероструктурах в режиме сверхизлучения наблюдался режим, при котором реконструированные функции Вигнера имели вид, очень похожий на функции Вигнера шрёдингеровского кота. Одна из таких реконструированных функций в наших экспериментах показана на рис. 8. Обнаружение этих состояний поставило вопрос, не являются ли наблюдаемые сверхизлучающие состояния квантовыми суперпозициями двух когерентных состояний [51]. Данный вопрос требует дальнейшего исследования. Возникновение состояний в виде шрёдингеровского кота при СФП предсказывается некоторыми теориями [22, 54, 55] и наблюдалось в системе сверхпроводящих кубитов [14].

8. Заключение

Подводя итог, можно констатировать, что все основные свойства обнаруженного ранее коллективного состояния, образованного в процессе индуцированной конденсации электронно-дырочных пар при комнатной температуре, соответствуют картине сверхизлучающего фазового перехода, наблюдавшегося в других средах. Действительно, в отличие от свойств нормального состояния электронно-дырочной системы, рекомбинация которого происходит в виде спонтанного или лазерного излучения, сверхизлучение системы отличается принципиально. Благодаря индуцированной нестационарной конденсации носителей заряда на много порядков возрастает связь поля со средой и система переходит из режима слабой в режим сильной связи. В результате возникают осцилляции Раби с частотами в терагерцовой области. Самоорганизация электронно-дырочных пар приводит к появлению когерентных решёток населённости и показателя преломления и возникновению в системе дальнего порядка.

Излучение электронно-дырочного состояния, формирующегося при СФП, имеет существенно неклассическую природу. Его статистика имеет выраженный осцилляторный супер-пуассоновский характер, функции Вигнера обладают обширными областями отрицательных значений. В некоторых случаях экспериментально наблюдалось состояние, похожее на состояние шрёдингеровского кота. В настоящее время экспериментальных данных недостаточно для окончательного установления истинной природы сверхизлучающих электронно-дырочных состояний, и эта проблема требует дополнительных исследований. Инженерия неклассических состояний в квантовых системах является предметом пристального исследования в современной квантовой оптике из-за её важности как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Подобные состояния могут играть важную роль в будущих системах квантовых вычислений, телекоммуникаций и квантовой криптографии. В таком плане исследования СФП в полупроводниковых гетероструктурах при комнатной температуре могут внести заметный вклад в развитие современных квантовых технологий.

В заключение отметим, что для окончательного понимания происходящих процессов необходимо построение микроскопической теории взаимодействия конденсата электронно-дырочных пар с резонансным электромагнитным полем, приводящим к возникновению нестационарного фазового перехода. Хорошим базисом для этого может послужить ряд теоретических подходов, развитых много лет назад Л.В. Келдышем, Ю.В. Копаевым, В.Ф. Елесиным и др. [56–59]. Без построения такой теории исследования СФП в полупроводниках остаются неполными.

Список литературы

1. Sachdev S *Quantum Phase Transitions* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2011) <https://doi.org/10.1017/CBO9780511973765>
2. Dicke R H *Phys. Rev.* **93** 99 (1954)
3. Hwang M-J, Puebla R, Plenio M B *Phys. Rev. Lett.* **115** 180404 (2015)
4. Mivehvar F et al. *Adv. Phys.* **70** 1 (2021)
5. Liu C, Huang J-F *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **67** 210311 (2024)

6. Hepp K, Lieb E H *Ann. Physics* **76** 360 (1973)
7. Wang Y K, Hioe F T *Phys. Rev. A* **7** 831 (1973)
8. Agarwal G S *Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2012) <https://doi.org/10.1017/CBO9781139035170>
9. Kaluzny Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **51** 1175 (1983)
10. Kirton P et al. *Adv. Quantum Technol.* **2** 1800043 (2019)
11. Frisk Kockum A et al. *Nat. Rev. Phys.* **1** 19 (2019)
12. Baumann K et al. *Nature* **464** 1301 (2010)
13. Cai M-L et al. *Nat. Commun.* **12** 1126 (2021)
14. Zheng R-H et al. *Phys. Rev. Lett.* **131** 113601 (2023)
15. Bamba M et al. *Commun. Phys.* **5** 3 (2022)
16. Zhang X et al. *Science* **373** 1359 (2021)
17. Dimer F et al. *Phys. Rev. A* **75** 013804 (2007)
18. Huang J-F, Tian L *Phys. Rev. A* **107** 063713 (2023)
19. Ritsch H et al. *Rev. Mod. Phys.* **85** 553 (2013)
20. Domokos P, Ritsch H *Phys. Rev. Lett.* **89** 253003 (2002)
21. Lambert N, Emary C, Brandes T *Phys. Rev. Lett.* **92** 073602 (2004)
22. Liu J et al. *Phys. Rev. A* **109** 023721 (2024)
23. Baumann K et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 140402 (2011)
24. Masson S J, Asenjo-Garcia A *Nat. Commun.* **13** 2285 (2022)
25. Васильев П П *УФН* **171** 679 (2001); Vasil'ev P P *Phys. Usp.* **44** 645 (2001)
26. Vasil'ev P P *Rep. Prog. Phys.* **72** 076501 (2009)
27. Vasil'ev P P, Penty R V, White I H *Light Sci. Appl.* **5** e16086 (2016)
28. Кочаровский В В и др. *УФН* **187** 367 (2017); Kocharovskiy V V et al. *Phys. Usp.* **60** 345 (2017)
29. Васильев П П *Письма в ЖЭТФ* **115** 424 (2022); Vasil'ev P P *JETP Lett.* **115** 384 (2022)
30. Васильев П П и др. *ЖЭТФ* **120** 1486 (2001); Vasil'ev P P et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **93** 1288 (2001)
31. Васильев П П *Письма в ЖЭТФ* **115** 35 (2022); Vasil'ev P P *JETP Lett.* **115** 29 (2022)
32. Devi A et al. *Phys. Rev. A* **102** 013701 (2020)
33. Vasil'ev P P *Phys. Status Solidi B* **241** 1251 (2004)
34. Vasil'ev P P et al. *ЖЭТФ* **123** 351 (2003); *J. Exp. Theor. Phys.* **96** 310 (2003)
35. Vasil'ev P P, Smetanin I V *Phys. Rev. B* **74** 125206 (2006)
36. Vasil'ev P P et al. *Appl. Phys. Lett.* **103** 241108 (2013)
37. Castaños O et al. *Phys. Rev. A* **83** 051601 (2011)
38. Altland A, Haake F *New J. Phys.* **14** 073011 (2012)
39. Butov L V et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 304 (1994)
40. Ritter S et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 090402 (2007)
41. Bloch I, Hänsch T W, Esslinger T *Nature* **403** 166 (2000)
42. Deng H et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 126403 (2007)
43. Vasil'ev P P et al. *Europhys. Lett.* **104** 40003 (2013)
44. Nagy D et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 130401 (2010)
45. Vasil'ev P P *J. Russ. Laser Res.* **41** 181 (2020)
46. Vasil'ev P *Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications* (Norwood, MA: Artech House, 1995)
47. Jäger S B et al. *Phys. Rev. Lett.* **123** 053601 (2019)
48. Hotter C, Ostermann L, Ritsch H *Phys. Rev. Research* **5** 013056 (2023)
49. Zhu C J et al. *Phys. Rev. Lett.* **124** 073602 (2020)
50. Chen X-Y et al. *Phys. Rev. A* **101** 033827 (2020)
51. Vasil'ev P P, Penty R V *New J. Phys.* **22** 083046 (2020)
52. Vasil'ev P P *J. Russ. Laser Res.* **42** 730 (2021)
53. Ferioli G et al. *Nat. Phys.* **19** 1345 (2023)
54. Braun D, Braun P A, Haake F *Opt. Commun.* **179** 411 (2000)
55. Chen X et al. *Nat. Commun.* **12** 6281 (2021)
56. Келдыш Л В, Копаев Ю В *ФТТ* **6** 2791 (1964); Keldysh L V, Kopaev Yu V *Sov. Phys. Solid State* **6** 2219 (1965)
57. Келдыш Л В, Козлов А Н *ЖЭТФ* **54** 978 (1968); Keldysh L V, Kozlov A N *Sov. Phys. JETP* **27** 521 (1968)
58. Елесин В Ф, Капаев В В, Копаев Ю В *ЖЭТФ* **71** 714 (1976); Elesin V F, Kapaev V V, Kopaev Yu V *Sov. Phys. JETP* **44** 375 (1976)
59. Елесин В Ф *ЖЭТФ* **71** 1490 (1976); Elesin V F *Sov. Phys. JETP* **44** 780 (1976)

Superradiant quantum phase transition in a semiconductor at room temperature: myth or reality?

P.P. Vasil'ev

Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

E-mail: peter@lebedev.ru

The paper examines the conditions for and mechanism of the onset of a nonequilibrium superradiant phase transition in a bulk semiconductor at room temperature in the strong coupling regime. Experimental data are analyzed, and the characteristic properties of this phase transition are compared with previously studied quantum phase transitions in ultracold gases in traps, ensembles of quantum dots, superconducting qubits, and some others. All the basic properties of the previously discovered collective state formed in the process of induced condensation of electron-hole pairs at room temperature are shown to correspond to those of the superradiant phase transition observed in other media.

Keywords: phase transitions, superradiance, strong coupling, femtosecond pulses

PACS numbers: 42.50.Nn, 64.70.Tg, 73.43.Nq

Bibliography — 59 references

Received 7 May 2024, revised 3 October 2024

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (5) 557–564 (2025)

Physics – Uspekhi **68** (5) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.10.039772>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.10.039772>